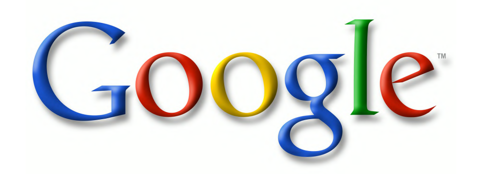
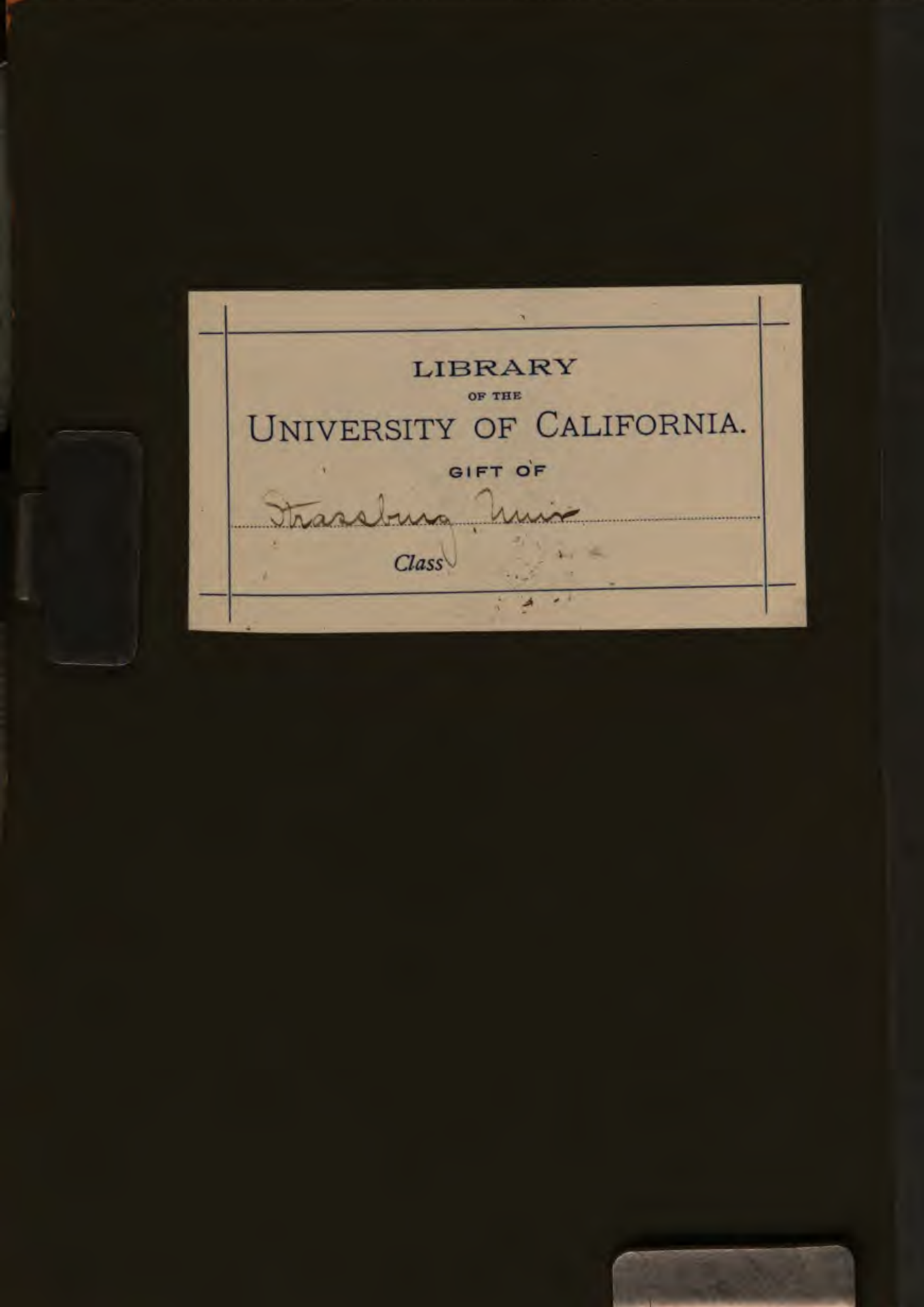



UC-NRLF
$B 24 320



DIE

DÄMPFUNG VON KONDENSATORKREISEN MIT FUNKENSTRECKE.

[ERWEITERUNG EINER PREISSCHRIFT, DER MATHEMATISCHEN UND NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT DER KAISER WILHELMS-UNIVERSITÄT STRASSBURG VORGELEGT AM 1. MÄRZ 1904.]

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

MATHEMATISCHEN UND NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT

DER

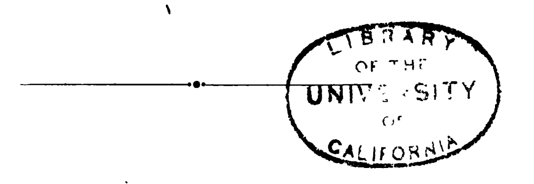
KAISER WILHELMS-UNIVERSITÄT STRASSBURG

VORGELEGT

VON

GEORG REMPP

AUS WEISSENBURG I. ELS.



LEIPZIG,

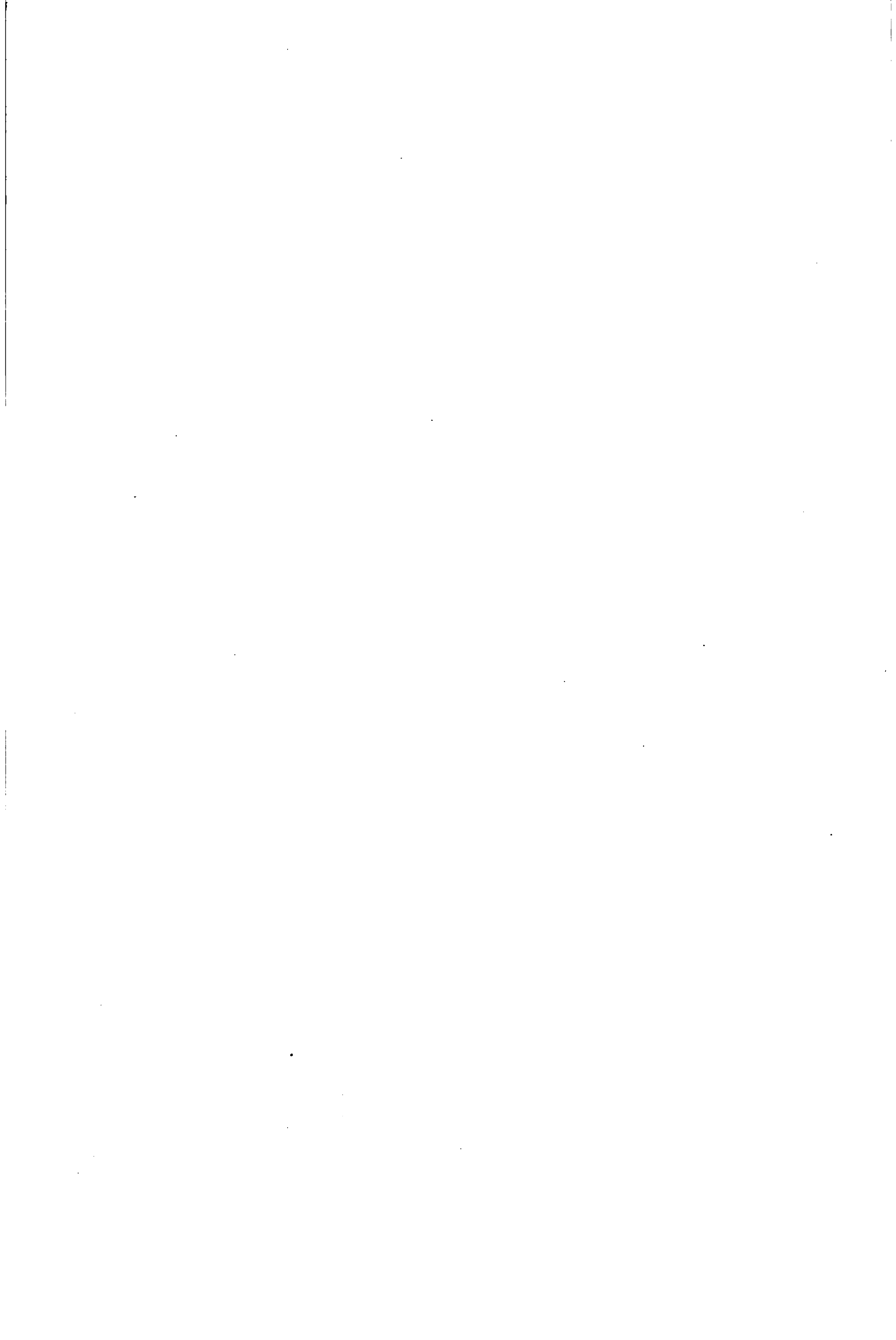
JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1905.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

MEINEN LIEBEN ELTERN

IN DANKBARKEIT.





Einleitung.

Seitdem in der drahtlosen Telegraphie fast ausnahmslos gekoppelte Systeme und damit Kondensatorkreise (Braun'sche Sender) zur Verwendung kommen, hat die Frage nach der Dämpfung von *Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke* eine besondere Bedeutung gewonnen, um so mehr, als aus den bisherigen Messungen[1]) über diesen Gegenstand, soweit sie wenig-

1) *Literatur:* J. Trowbridge, Phil. Mag. **30.** 1890, photographierte den Funken im rotierenden Spiegel und schloß auf die Dämpfung aus der Zahl der Einzelfunken, die auf der Platte sichtbar waren.

H. Brooks, Phil. Mag. (2) **6.** p. 92 ff. 1901, benutzte Rutherford'sche maximal magnetische Stahlnadeln.

W. Kaufmann, Wied. Ann. **60.** p. 653 ff. 1897, bestimmte die im Funken entwickelte Wärme mittels eines modifizierten Riess'schen Luftthermometers. (Daselbst auch eine Zusammenstellung der früheren Literatur.)

A. Batelli und L. Magri, Phil. Mag. **5.** p. 1 ff. u. p. 620 ff. 1903, benutzten zur Bestimmung der Wärmewirkung sowohl des Funkens, wie des metallischen Schließungsbogens Toluolkalorimeter.

A. Maresca, Physik. Zeitschr. **4.** p. 9 ff. 1902. W. Kaufmann („Bemerkungen zu der Arbeit von A. Maresca"). Physik. Zeitschr. **4.** p. 161 ff. 1902. Maresca bediente sich einer ähnlichen Anordnung wie die beiden vorerwähnten, verwandte aber außer der Funkenstrecke, welche die Entladung einleitete, noch eine zweite, deren Wärmewirkung gemessen wurde.

R. Lindemann, Ann. d. Phys. **12.** p. 1012 ff. 1903. (Auszug der Göttinger Inauguraldissertation.) Der Verf. fand die Funkenenergie als Differenz der aus Kapazität und Anfangspotential $cV^2/2$ berechneten Gesamtenergie und der bolometrisch gemessenen Joule'schen Wärme im Drahtkreis.

K. Simons, Ann. d. Phys. **13.** p. 1044 ff. 1904, verglich den Einfluß einer Hilfsfunkenstrecke auf die Vergrößerung der Dämpfung mit demjenigen von eingeschaltetem metallischen Widerstand. Für den Widerstand der Entladefunkenstrecke erhielt er angenäherte Werte durch Extrapolation.

stens den praktisch allein in Betracht kommenden Fall (*geringen Widerstand des metallischen Schließungskreises*) realisierten, das eine wenigstens unzweifelhaft hervorgeht, daß dann eben der *Funke die hauptsächlichste Quelle des Energieverlustes* bedeutet. Für die Praxis der drahtlosen Telegraphie sind aber die bisherigen Beobachtungen unzureichend. Denn teils wurden von der gebräuchlichen vollkommen verschiedene Anordnungen gebraucht (z. B. Hilfsfunkenstrecke bei Maresca, Simons und Slaby), teils wurden die in Betracht kommenden Größen (Kapazität, Selbstinduktion, Größe der Funkenkugeln und *ganz besonders die Funkenlänge*) nicht genügend variiert. Außerdem stimmen die Ergebnisse der verschiedenen Beobachter teilweise sogar qualitativ nicht überein. Zwar sind sie darin einig (von der oft völlig verschiedenen Größenordnung der gefundenen Werte abgesehen), daß mit wachsendem Widerstande der metallischen Strombahn auch der „Funkenwiderstand“[1]) zunimmt, daß er dagegen mit wachsender Kapazität abnimmt. Aber bezüglich der Abhängigkeit des „Funkenwiderstandes“ von der Funkenlänge bez. dem Anfangspotential widersprechen sich die Angaben vollkommen.

§ 1. Wahl der Methode.

Für die Wahl der Methode waren mir folgende Gesichtspunkte maßgebend:

A. Slaby, Elektrotechn. Zeitschr. **25.** p. 915 ff. 1904, verfuhr nach der ersten Methode des vorgenannten unter Benutzung einer abweichenden Versuchsanordnung.

Eben nach Abschluß dieser Arbeit erschien: P. Drude, Ann. d. Phys. **14.** p. 709 ff. 1904; Hr. Drude benutzte ebenfalls die Bjerknes'sche Resonanzmethode mit einer von der nachstehend beschriebenen etwas verschiedenen Anordnung. Seine Messungen beziehen sich auf verhältnismäßig kleine Funkenlängen.

1) Der „*Funkenwiderstand*“ w_f soll hier und im folgenden dadurch definiert sein, daß das Produkt $w_f i^2$ die im Funken während der Zeiteinheit verbrauchte Energie darstellt, wenn i den gesamten Strom durch einen Querschnitt bedeutet. In analoger Weise sprechen wir von dem „*Gesamtwiderstand*“ w des Kondensatorkreises. In dem Ausdruck wi^2 ist demnach nicht nur die Energie enthalten, die im Drahtkreis als Joule'sche Wärme, sowie im Funken verzehrt wird, sondern auch der etwaige Energieverbrauch in dem Dielektrikum der Kondensatoren.

1. Was die Praxis in erster Linie interessiert, ist die *gesamte Dämpfung* des Kondensatorkreises, erst in zweiter Instanz die Frage, wie sich dieselbe auf die verschiedenen Teile des Kondensatorkreises verteilt. Ich glaubte daher vor allem von der zu wählenden Methode verlangen zu müssen, daß sie jedenfalls die *gesamte Dämpfung* richtig ergebe.

2. Weiter sollte sie es ermöglichen, die *praktischen Verhältnisse* (abgesehen von der Energieübertragung auf den Senderdraht) möglichst getreu zu verwirklichen, z. B. ein Induktorium zur Ladung der Flaschen zu benutzen und viele Entladungen aufeinander folgen zu lassen etc.

3. Schließlich mußte man fordern, alle in Betracht kommenden Größen, vor allem aber die *Funkenlänge*, innerhalb *viel weiterer Grenzen variieren* zu können, als es bisher geschehen war.

Im Hinblick auf später zu besprechende Tatsachen (vgl. § 5) wäre es wohl das theoretisch einfachste und einwandfreieste gewesen, die zeitliche Abnahme der Amplituden mittels der Braun'schen Röhre in der von J. Zenneck[1]) angegebenen Weise zu verfolgen. Aber die Braun'sche Röhre wird für diesen Zweck unbrauchbar bei Wechselzahlen, die 10^6 bedeutend übersteigen. So blieb nur die Möglichkeit, die Bjerknes'sche Resonanzmethode[2]) zu verwerten, von der man wenigstens einen gewissen Mittelwert der Dämpfung erwarten durfte (vgl. § 5). Man läßt hierbei den Kondensatorkreis, dessen Dämpfung bestimmt werden soll, in extrem loser Koppelung auf einen zweiten induzieren, dessen Wechselzahl veränderlich ist. Es gelang, diese Methode nach einigen Vorversuchen experimentell ziemlich bequem auszuarbeiten; einen Nachteil bildete nur eine gewisse Umständlichkeit der Rechnung, die sich ungeachtet der Benutzung von Hilfskurven nicht völlig beheben ließ.

§ 2. Die experimentelle Anordnung. (Fig. 1.)

a. Für die zu untersuchenden Kondensatorkreise *(„Primärkreise“)* wurde die sog. „symmetrische Schaltung“ (Tesla-

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **7.** p. 801 ff. 1903; **13.** p. 822 ff. 1904.
2) V. Bjerknes, Wied. Ann. **55.** p. 121 ff. 1895; **44.** p. 85 ff. 1891.

schaltung) mit zwei Kondensatorbatterien gewählt, schon aus dem Grunde, um ohne Gefährdung der Kondensatoren zu möglichst hohen Entladungspotentialen gelangen zu können. Die *Kondensatoren* waren zylindrische Flaschen aus *englischem Flintglas* (vgl. § 4d u. e), die sorgfältig innen und außen mit Stanniol belegt und zur Sicherung guter Kontakte mit einer zweiten, fest angedrückten bez. angezogenen Umkleidung von Zinkblech ver-

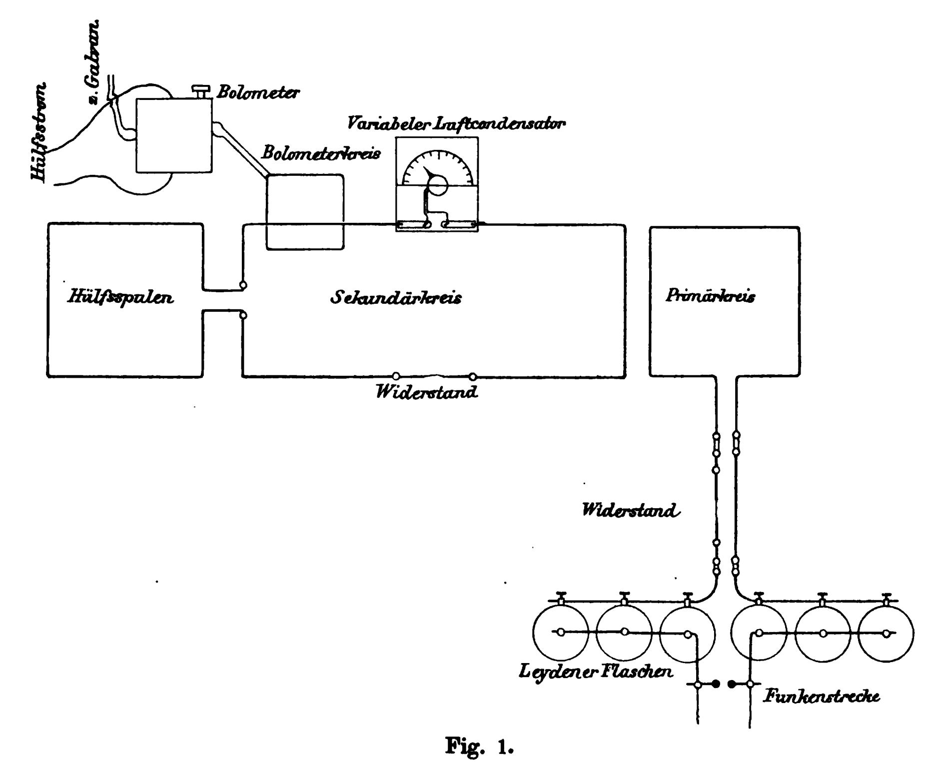


Fig. 1.

sehen waren. Ihre Kapazität wurde nach der Stimmgabelmethode[1]) ermittelt.

Ihre inneren Belegungen führten durch kurze Drähte zur Funkenstrecke, die äußeren waren durch *Selbstinduktionsspulen* verbunden. Es waren dies quadratische Spulen von 1—5 Windungen blanken Kupferdrahtes. Die Seitenlänge der Quadrate

1) Fr. Kohlrausch, Praktische Physik. 9. Aufl. 1901. p. 529.

betrug 40 cm, der Durchmesser des Drahtes 0,4 cm, der Abstand zweier Windungen 3 cm; zur Isolation diente Hartgummi.

Bei manchen Versuchsreihen wurde zwischen diese Spulen und die Flaschen ein Zwischenstück eingeschaltet, das zur Aufnahme von *Widerständen* eingerichtet war (vgl. Fig. 1). Diese bestanden aus dünnen Drähten von Nickelin, Manganin und Neusilber, die sich zur Kühlung in Petroleum befanden.

Die *Funkenstrecke*, mit Mikrometerschraube verstellbar, erlaubte die Ablesung von 0,01 cm. Es konnten verschiedene Kugeln eingesetzt werden. Benutzt wurden *Zinkkugeln* (vgl. § 5 f) von 5, 4, 3 und 1,5 cm Durchmesser. Mit den letzteren wurde die überwiegende Mehrzahl der Versuche angestellt. Sobald sie durch den Funken einigermaßen angefressen waren, in der letzten Zeit sogar nach jedem einzelnen Versuche, wurden sie mittels eines dafür hergestellten Drehstahles abgedreht und nur noch mit feinstem Schmirgelpapier nachpoliert, so daß der vordere Krümmungsradius stets erhalten blieb. Von Zeit zu Zeit wurden sie durch neue ersetzt.

b. Der „*Sekundärkreis*“, auf den in möglichst loser Koppelung der Primärkreis induzierte, bildete ein Drahtrechteck von 40 bez. 100 cm Seitenlänge aus 0,45 cm starkem Kupferdraht. Die eine Langseite war zur Aufnahme von Widerständen unterbrochen (dünne Drähte von Neusilber und Manganin in Luft, Widerstand etwa 0,1, 0,2 und 0,3 Ohm); in der Mitte der anderen Langseite war ein *Luftkondensator* der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie“[1]) angeschlossen. Die Kapazität desselben konnte in den Grenzen von ca. 50 bis $2200 \cdot 10^{-6}$ Mikrof.[2]) variiert werden, und zwar zeigt die Eichkurve von 10—170° vollständig linearen Verlauf. Schließlich konnten an der einen Schmalseite Hilfsspulen eingeschaltet werden von derselben Art wie die schon besprochenen. — Zu einigen Versuchsreihen, bei denen eine größere Wechselzahl erforderlich war, diente ein kleinerer Kreis; es war ein Rechteck von 20 bez. 50 cm Seitenlänge.

Der Sekundärkreis induzierte wiederum in loser Koppe-

---

1) Joh. Dönitz, Elektrotechn. Zeitschr. 24. p. 920 ff. 1903.

2) $1 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. = 0,9 cm (elektrostatisch).

lung auf eine quadratische Spule (20 cm Seitenlänge), bestehend aus vier Windungen eines 0,19 cm starken, guttapercha-isolierten Drahtes. An diesen war das *Bolometer* angeschaltet, das in der bekannten Anordnung von Rubens und Paalzow[1]) gebraucht wurde. Es war bespannt mit einem 0,0025 cm starken Eisendraht von Hartmann & Braun. Mit Gleichstrom gemessen ergab sich für die Bahn, die die Schwingungen zu durchlaufen hatten, ein Widerstand von 11,2 Ohm. Den Hilfsstrom lieferten drei Akkumulatoren unter Vorschaltung von 40 Ohm. Zwischen Bolometer und Galvanometer befanden sich zwei kleine Drosselspulen, um den Schwingungen den Weg zum Galvanometer vollkommen zu verlegen. Letzteres, ein Wiedemann'sches Instrument mit Ringmagnet und mit guter Dämpfung, befand sich innerhalb eines Eisenzylinders; der Ausschlag von 0,1 cm bei 200 cm Skalenabstand entsprach bei ca. 9,5 Ohm Widerstand unter diesen Umständen einem Strom von $1,2 . 10^{-7}$ Amp.

c. Zum Laden der Flaschen dienten wechselweise *drei Induktoren;* ein kleinerer, zu den meisten Versuchen ein 30 cm-Funkeninduktor der A.E.-G. und schließlich, als dieser nicht mehr ausreichte, ein solcher von 50 cm Schlagweite. Den Primärstrom lieferten 2 bis 36 Akkumulatoren.

Betrieben wurden sie stets durch einen *Quecksilber-Turbinenunterbrecher* der A.E.-G., dessen Motor durch einen besonderen Strom seinen Antrieb erhielt; er gab nur *eine* Unterbrechung bei jeder Umdrehung. Die Tourenzahl wurde im ganzen Verlauf der Versuche zwischen etwa 6 und 20/sec variiert. — Bei allen derartigen Messungen hat es sich stets als ein ganz wesentliches Erfordernis herausgestellt, daß bei jeder Unterbrechung des Primärstromes nur *eine einzige* Entladung erfolgt; gehen jedesmal mehrere Funken *(„Partialfunken")* über, so leidet die Regelmäßigkeit der Galvanometerausschläge sofort und unter Umständen so stark, daß irgendwelche Ablesung unmöglich wird. Um diese Bedingung zu erfüllen, mußte der Primärstrom durch Änderung der Zahl der Akkumulatoren sowie in engen Grenzen mittels eines vorgeschalteten Schiebewiderstandes möglichst genau so regu-

---

1) A. Paalzow u. H. Rubens, Wied. Ann. 37. p. 529. 1889.

liert werden, daß nur ein Funke bei jeder Unterbrechung eben regelmäßig überging.[1]) Kontrolliert wurde einige Male die Abwesenheit von Partialfunken durch Betrachtung des Funkens im rotierenden Spiegel. Viel sicherer aber macht sich ihr etwaiges Vorhandensein für das einigermaßen geübte Gehör bemerkbar in einer sofortigen Änderung des Knalles, außerdem in dem besprochenen Unruhigwerden der Galvanometerausschläge. — Der Induktor befand sich stets etwa 11 m von dem Galvanometer entfernt; trotzdem wurde selbstverständlich der übrigens sehr geringe Einfluß des ersteren auf die Ausschläge in Rechnung gezogen. Der Primärstrom wurde immer nur für die Dauer einer einzelnen Ablesung geschlossen.

Bei einer Versuchsreihe verwandte ich zum Laden der Kondensatoren eine 20 plattige *Töpler'sche Influenzmaschine*, mittels eines Schmidt'schen Wassermotors betrieben. Trotz dieses nichts weniger als vollkommenen Antriebsmittels und trotzdem diese Versuche gerade in den Hochsommer fielen, war die Konstanz und Ruhe der Galvanometerausschläge eine so gute, wie man sie bei Induktorladung nur selten erhielt.

d. Einige Versuche stellte ich auch in der Weise an, daß ich den Primärkreis *direkt* auf den Bolometerkreis induzieren ließ. Es konnte so die Abhängigkeit des Stromeffekts $\int i^2 dt$ von der Funkenlänge für Kugeln von verschiedenem Radius festgestellt werden (Fig. 13).

§ 3. Die Methode.

Es bedeute im folgenden für den Primärkreis: n_0 Wechselzahl, C Kapazität, P Selbstinduktion, α zeitliche Dämpfung (Dämpfungsfaktor), γ logarithmisches Dekrement. Die entsprechenden Bezeichnungen für den Sekundärkreis seien: n, c, p, β, δ. y sei der „thermische Integraleffekt" $= \int_0^\infty i^2 dt$

1) Man vermeidet auf diese Weise, daß die Größe des Induktors das log. Dekrement beeinflußt, wie Hr. Drude das konstatiert: die Werte des log. Dekrementes, die bei Ladung mit den verschiedenen Induktoren erhalten wurden, stimmten untereinander, sowie mit den Werten, welche sich bei Ladung mit der Influenzmaschine ergaben, gut überein (vgl. § 7 (8) und Fig. 11).

bei der Wechselzahl n im Sekundärkreis. Der Index 0, an die während eines Versuches variabelen Größen c und y gehängt, bedeute diese Größen für den Spezialfall, daß beide Kreise in der Wechselzahl übereinstimmen (Fall der „Isochronität“: $n = n_0$).

a. Führt man in die Bjerknes'sche Gleichung für die Resonanzkurve [1]) die *Wechselzahlen* (statt der Schwingungsdauern) und den *thermischen Integraleffekt* (statt des elektrischen) ein, so gewinnt die Gleichung die Form:

$$\omega = \frac{\gamma + \delta}{2} = \pi z \sqrt{\frac{y}{y_0 - y}}, \quad z = 1 - \frac{n}{n_0}.^{2)}$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, daß für $n = n_0$ y ein Maximum y_0 hat, und daß, wenn n/n_0 als Abszisse, y als Ordinate aufgetragen wird, die Kurve rechts und links von diesem Isochronitätspunkte symmetrisch verläuft.

Die Änderung der Wechselzahl des Sekundärkreises wurde nur durch Variation seiner Kapazität bewirkt. Ist also c die Kapazität bei der Wechselzahl n, so gilt

$$\text{(I)} \qquad \omega = \frac{\gamma + \delta}{2} = \pi\left(1 - \sqrt{\frac{c_0}{c}}\right) \cdot \sqrt{\frac{y}{y_0 - y}}.$$

Die Resonanzkurve wurde gezeichnet, indem zu Abszissen die Kapazitäten des Sekundärkreises (oder vielmehr die diesen proportionalen Teilstriche des Luftkondensators), zu Ordinaten die *reduzierten* (vgl. p. 14 (6)) Galvanometerausschläge genommen wurden. Dann wurden je sechs Werte für $\omega = (\gamma + \delta)/2$ nach Gl. (I) aus der oberen Hälfte der Kurve berechnet und das Mittel gebildet.

b. Bezüglich der Voraussetzungen dieser Methode ist zu bemerken:

1. Für die Gültigkeit der Gleichung wird vorausgesetzt, daß die Rückwirkung des Sekundärkreises auf den Primärkreis verschwinde. Die Empfindlichkeit der bolometrischen Methode gestattete die Koppelung zwischen beiden stets ge-

---

1) V. Bjerknes, l. c. p. 149, Gleichung 23c.

2) Außer den von Bjerknes bei der Ableitung der Gleichung gemachten Voraussetzungen (vgl. § 3, b) wird hierbei weiter angenommen, daß der Dämpfungsfaktor auch des Sekundärkreises während der Aufnahme der Resonanzkurve ungeändert bleibe. Vgl. die Herleitung der Gleichung bei J. Zenneck, Elektromagn. Schwingungen u. drahtlose Telegraphie p. 592 ff. Stuttgart 1905.

nügend lose zu nehmen.[1]) Daß dies der Fall war, geht daraus hervor, daß eine weitere Lockerung der Koppelung an dem Werte von ω nichts Wesentliches änderte.

2. Die Theorie verlangt, daß während der Aufnahme der Resonanzkurve die Dämpfungsfaktoren α und β nicht geändert werden. Für α ist dies von vornherein erfüllt. β jedoch hängt (außer von der Energieabgabe an den Bolometerkreis und von Wirbelströmen in den Kondensatorplatten) von dem effektiven Widerstande der Leitungsbahn des Sekundärkreises ab. Dieser wächst proportional $\sqrt{n}$ an. Nun wird aber n nur um geringe Beträge geändert, ferner bildet δ nur einen kleinen Bruchteil von $2\omega = \gamma + \delta$, so daß dieser Einfluß unbedeutend wird.

3. Eine weitere Vorbedingung ist die, daß $z^2 = (1 - n/n_0)^2$ klein sei gegen 1. Tatsächlich betrug z in dem Verlaufe der Kurve, der zur Berechnung herangezogen wurde, einige wenige Hundertstel, meist nur Bruchteile eines solchen. Dieser Voraussetzung war also genügt.

4. Ebenso ist dies der Fall bezüglich der Forderung, daß $\omega^2 = (\gamma + \delta)^2/4$ klein sei gegen π^2, wie eine Vergleichung der Zahlenwerte (§ 6) ohne weiteres ergibt.

5. Es wird angenommen, daß das Verhältnis des Stromeffekts im Bolometerkreise zu demjenigen im Sekundärkreise von der Wechselzahl unabhängig sei. Das ist streng der Fall, wenn seine Induktanz sehr groß ist gegen seinen Widerstand.[2]) Führt man für unseren Fall die Rechnung durch und nimmt man dabei die Permeabilität des Eisendrahts für schnelle Schwingungen zu etwa 100 μ_0[3]) an, so findet man, daß Induktanz und effektiver Widerstand etwa von gleicher Größenordnung waren. In diesem Falle ist das Verhältnis von der Wechselzahl abhängig. Tatsächlich ist für den vorliegenden Fall, d. h. innerhalb der engen Grenzen,

---

1) Fig. 1 gestattet keinen Schluß auf die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis. Von Ausnahmefällen abgesehen, war der Abstand zwischen den beiden Kreisen stets größer als er in der Figur dargestellt ist und betrug meist zwischen den zunächst gelegenen Teilen mehr als $^1/_2$ m.

2) Vgl. z. B. N. Papalexi, Straßburger Inauguraldissertation 1904.

3) μ_0 = Permeabilität des Vakuums. Über die Annahme vgl. J. Zenneck, Elektromagn. Schwingungen p. 484.

in denen zur Aufnahme einer Resonanzkurve die Wechselzahl des Sekundärkreises geändert zu werden brauchte, der Einfluß dieses Faktors zu vernachlässigen.[1])

6. Die Ausschläge des Galvanometers wurden mittels Gleichstroms auf ihre Proportionalität mit dem Quadrat der Stromstärke im Bolometer untersucht, wobei die Rubens-Paalzow'sche Anordnung sehr bequem war. Die Proportionalität war sehr nahezu vorhanden; dennoch wurden die beobachteten Galvanometerausschläge stets auf Grund der Eichkurve reduziert (vgl. p. 12).

7. Mit der Wechselzahl des Sekundärkreises ändert sich während eines Versuches der Widerstand des Bolometerdrahtes. Tatsächlich ist aber wegen seines sehr geringen Durchmessers innerhalb der in Betracht kommenden Variationen der Wechselzahl diese Änderung nur unbedeutend.

Weitere Einschränkungen siehe § 4a und § 5.

c. Die Resonanzkurve liefert nur die *Summe der Dekremente* von Primär- und Sekundärkreis. Jedoch liefert die Bjerknes'sche Resonanztheorie auch das Mittel, das log. Dekrement des Sekundärkreises — und damit auch dasjenige des Primärkreises — *allein* zu erhalten. Es werde δ durch Einschaltung von Widerständen in den Resonanzkreis um meßbare Beträge η_1, η_2 etc. vergrößert und jedesmal der maximale (reduzierte) Galvanometerausschlag y_{01}, y_{02} etc. abgelesen. Es gilt dann:[2])

$$y_0\,\delta(\gamma+\delta)=y_{01}(\delta+\eta_1)(\gamma+\delta+\eta_1)=y_{02}(\delta+\eta_2)(\gamma+\delta+\eta_2)\text{ etc.}$$

$$\text{(II)}\qquad \delta=\frac{y_{01}\,\eta_1(\gamma+\delta+\eta_1)}{(y_0-y_{01})(\gamma+\delta)-y_{01}\,\eta_1}.$$

Nach dieser Formel wurde δ in jeder Messungsreihe einmal bestimmt als Mittelwert von je drei Messungen mit verschiedenen Zusatzdekrementen η, die gut miteinander übereinstimmten. Während der ganzen Messungsreihe blieb alles, was irgendwie Einfluß auf die Größe von δ haben konnte, z. B. die Koppelung zwischen Sekundärkreis und Bolometer, unverändert. δ betrug höchstens ca. $(\gamma+\delta)/5$.[3])

1) Vgl. J. Zenneck, Elektromagn. Schwingungen p. 608.

2) V. Bjerknes, l. c. p. 153. Gleichung 25b.

3) Es ist erforderlich, die Dämpfung des Sekundärkreises in dieser Weise experimentell zu bestimmen, weil der Wert von δ außer durch den

Die Berechnung der *Zusatzdekremente* η_1, η_2, η_3 setzt die Kenntnis der Zusatzwiderstände w_1, w_2, w_3 voraus, sowie die des Selbstinduktionskoeffizienten p des Sekundärkreises. Die *Widerstände* wurden auf den für die betreffende Wechselzahl gültigen Wert reduziert mittels der von J. Zenneck[1]) angegebenen Kurven. Die Korrektion war meist sehr gering und betrug höchstens 2 Proz. — Der *Selbstinduktionskoeffizient* des Drahtrechtecks wurde berechnet zu 2676 cm, derjenige der Zuleitungen zum Luftkondensator zu 80 cm und die gesamte Selbstinduktion p des Resonanzkreises danach angenommen zu 2760 cm.[2])

Waren Hilfsspulen angeschaltet, so wurde die Selbstinduktion des Sekundärkreises auf den für den einfach rechteckigen Resonanzkreis angenommenen Wert 2760 cm experimentell zurückgeführt, indem der Sekundärkreis einmal ohne, einmal mit den Hilfsspulen mit einem festen Kondensatorkreis auf Resonanz gestellt wurde.

Aus $\omega = (\gamma + \delta)/2$ und δ wurde γ, dann $\alpha = \gamma . n_0/2$ und schließlich der „*Gesamtwiderstand*" w des zu untersuchenden Kondensatorkreises abgeleitet aus der Beziehung $\alpha = w/2P$. Der *Selbstinduktionskoeffizient* P des Primärkreises, der hier erscheint, wurde wiederum erhalten aus der für den Isochronismus geltenden Formel $c_0 . p = CP$, wo für C der experimentell ermittelte Wert für die Kapazität des Primärkreises eingesetzt wurde (vgl. § 4d). P (und demnach auch c_0) ändert sich etwas im Verlauf einer Messungsreihe (bei größeren Funkenlängen) durch das Auseinanderziehen der Kugeln; P wurde daher zu jedem einzelnen Werte von γ aufs neue berechnet.

d. Bei denjenigen Versuchsreihen, welche den Zusammenhang zwischen der Dämpfung eines Kondensatorkreises mit Funkenstrecke und dem metallischen Widerstand seiner Strom-

---

Widerstand der Leitungsbahn des Sekundärkreises auch durch die Energieabgabe auf den Bolometerkreis und durch Wirbelströme in den Kondensatorplatten bedingt ist. Tatsächlich beträgt der allein aus dem Widerstande der Strombahn berechnete Wert des Dekrementes etwa die Hälfte des experimentell bestimmten.

1) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **11.** p. 1135 ff. 1903.

2) Inzwischen ist von Hrn. Fischer diese Zahl experimentell bestätigt worden.

bahn feststellen sollten, konnte einfacher verfahren werden. Angenommen, es werden in den Primärkreis cet. par. Widerstände eingeschaltet, und sein logarithmisches Dekrement steige infolgedessen von γ auf γ_1, γ_2 etc; gleichzeitig seien die maximalen Galvanometerausschläge y_0, y_{01}, y_{02} etc. beobachtet worden, so gilt die Beziehung:

$$y_0 \gamma (\gamma + \delta) = y_{01} \gamma_1 (\gamma_1 + \delta) = \text{ etc.}$$

Also:

(III) $$\gamma_1 = \sqrt{\frac{y_0 \gamma (\gamma + \delta)}{y_{01}} + \frac{\delta^2}{4}} - \frac{\delta}{2},$$

oder im vorliegenden Falle hinreichend genau:

(IIIa) $$\gamma_1 = \sqrt{\frac{y_0 \gamma (\gamma + \delta)}{y_{01}}} - \frac{\delta}{2}.$$

Auf diesem Wege sind die Tabellen § 6 III. ermittelt worden.

§ 4. Neben- und Vorversuche.

a. Unmittelbar ehe der Funke übergeht, ist die Spannungsverteilung im Kondensatorkreise eine wesentlich andere als von der Zeit an, wo der normale Zustand erreicht, der Strom quasistationär geworden ist. Zwischen dem ersten Einsetzen des Funkens und diesem Zeitpunkte muß daher ein Zeitraum liegen, während dessen der eine Zustand in den anderen übergeht, und während dessen die Strom- und Spannungsverhältnisse andere sind als während der normalen Schwingungen. Es war daher die Frage von vornherein nicht von der Hand zu weisen, ob nicht vielleicht gerade jene ersten *„vorquasistationären“* Elektrizitätsbewegungen den Zustand der Funkenstrecke und damit die Dämpfung der nachfolgenden Schwingung wesentlich mitbedingen. Zur Entscheidung dieser Frage diente die in Fig. 2 skizzierte An-

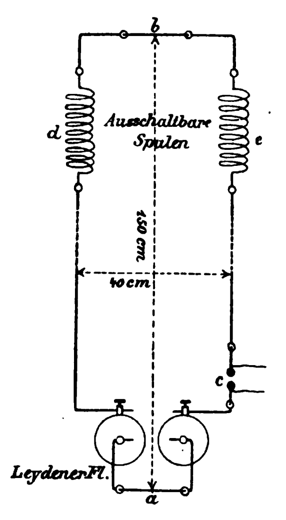


Fig. 2.
Anordnung zur Untersuchung der Abhängigkeit des log. Dekrementes von der Lage d. Funkenstrecke.

ordnung, die ohne weiteres verständlich ist. Mittels Quecksilbernäpfen kann bei a, b und c rasch und ohne Änderung der geometrischen Konfiguration an einer dieser Stellen eine Funkenstrecke, an den beiden anderen je ein Drahtbügel eingeschaltet werden. Auf diese Weise war es möglich (je nach der Lage der Funkenstrecke) die Spannungsverteilung vor dem Einsetzen des Funkens stark zu ändern. Eine Folge davon mußte jedenfalls auch eine starke Änderung der Verhältnisse in der Übergangszeit sein, und es war, wenn die obenstehende Vermutung richtig war, je nach der Lage der Funkenstrecke eine andere Dämpfung zu erwarten.

Beobachtet wurden die Maximalausschläge des Galvanometers; sie sind (vgl. § 3, Gleichung III) proportional $1/\gamma(\gamma+\delta)$ oder nahezu proportional $1/\gamma^2$, geben also ein gutes Mittel, etwaige Dämpfungsunterschiede selbst von geringer Größe zu konstatieren. — Es ergaben sich nun bei einer Messungsreihe folgende Mittelwerte:

Funkenlänge ca. 1 cm.
$C = 1014 \,.\, 10^{-6}$ Mikrof. $P = 8450$ cm . $n_0 = 3{,}44 \,.\, 10^6$/sec.

Funkenstrecke bei	Ausschlag (Skalenteile)
b	50,5
c	49
b	53
c	52
a	50
b	50

Bei einer anderen Reihe, bei der die Spulen bei d und e ausgeschaltet waren:

Funkenlänge ca. 1 cm.
$C = 1014 \,.\, 10^{-6}$ Mikrof. $P = 4250$ cm. $n_0 = 4{,}85 \,.\, 10^6$/sec.

Funkenstrecke bei	Ausschlag			
a	100	92	102	40
b	102	92	103	40

Die Dämpfung war also bei symmetrischer Lage der Funkenstrecke (a und b) genau gleich, bei möglichst unsymmetrischer (Lage c) betrug der Zuwachs zum log. Dekrement höchstens 1 Proz. Die *Lage der Funkenstrecke* im Schließungs-

kreise ist also nahezu *gleichgültig*. Damit fällt auch die Vermutung, die zu diesen Versuchen führte. — Deshalb wurde auch davon Abstand genommen, die Untersuchungen auf solche Kondensatorkreise auszudehnen, bei denen — im Gegensatz zu der von mir verwendeten „symmetrischen" Schaltung — nur *ein* Kondensator, bez. *eine einzige* Batterie gebraucht wird

b. Legt man die *Zuleitungsdrähte zum Induktor nicht unmittelbar an die Funkenstrecke* [1]), so geht ein Teil der Energie des Flaschenkreises auf sie über und zwar um so mehr, je größer die Selbstinduktion des Leitungsbogens ist, der zwischen den Drähten eingeschlossen ist, am meisten also, wenn die Drähte unmittelbar zu den Flaschen führen. Die Vergrößerung der Dämpfung des Flaschenkreises durch die auf den Zuleitungsdrähten erregten Schwingungen ist aber selbst dann verhältnismäßig gering (da parallele Drähte nur wenig Energie ausstrahlen). Ganz bedeutend aber wächst das Dekrement des Kondensatorkreises, wenn in die Zuleitungsdrähte zum Induktor Widerstände (Röhren mit wässeriger $CuSO_4$-Lösung) eingeführt werden. So gingen in dem ungünstigsten Falle (Widerstand je = ca. 1000 Ohm) die Maximalausschläge von 100 auf 26,5, von 65 auf 16 Skalenteile herunter, das log. Dekrement betrug also ungefähr das Doppelte des ursprünglichen Wertes. Schaltet man aber zwischen den Enden der Leitungsdrähte und dem Flaschenkreis sehr hohe Widerstände (z. B. Leitungswasser oder $CuSO_4$-Lösung in dünnen Kapillaren), so werden überhaupt keine Schwingungen beträchtlicher Amplitude mehr in den Drähten erregt, gleichgültig wie groß der Bogen der Strombahn ist, den sie umfassen, und die Dämpfung des Primärkreises bleibt in jedem Falle ungeändert. Ein Gleiches erreicht man bei den von mir benutzten Kondensatorkreisen durch Einschaltung kleiner, einige Millimeter langer Zuleitungsfunkenstrecken (wie bei dem Righi'schen Radiator). — Bei meinen Messungen waren die Zuleitungsdrähte stets *unmittelbar an die Funkenstrecke* angelegt, ein Energieverlust der geschilderten Art also praktisch nicht vorhanden. Es zeigte sich

1) Auf diesen Punkt hat inzwischen auch Hr. Drude hingewiesen. Vgl. P. Drude, Physik. Zeitschr. **23.** p. 747. 1904; Ann. d. Phys. **14.** p. 742. 1904.

dies darin, daß es für die Dämpfung des Primärkreises bei dieser Lage ganz gleichgültig blieb, ob man kleine oder große Widerstände oder kleine Funkenstrecken in die Zuleitungen einschaltete.

c. Es hatte zuerst die Absicht bestanden, die Selbstinduktion des Sekundärkreises nicht nur während eines Versuches bez. einer Versuchsreihe, sondern während des ganzen Verlaufes der Untersuchung überhaupt unverändert zu lassen, und nur die Kapazität zu variieren. Und zwar sollten die kleineren Variationen, wie es auch in der definitiven Versuchsanordnung tatsächlich geschah, mittels des Luftkondensators, die größeren aber durch je nach Bedarf diesem parallel geschaltete *Mikanitkondensatoren* geschehen. Diese Absicht erwies sich als unausführbar, weil diese Mikanitkondensatoren für schnelle Schwingungen eine andere Kapazität besaßen als die experimentell (nach der Stimmgabelmethode) gemessene und außerdem Energie absorbierten.[1] Z. B. ergaben Versuche bei einer Wechselzahl n_0 = ca. $3 \cdot 10^6$/sec die folgenden Resultate, wo mit c die Kapazität für langsame Ladung und Entladung, mit c' die für die betreffende Wechselzahl gültige Kapazität, mit y_0 der maximale Galvanometerausschlag vor, mit y_0' derjenige nach Einschalten der Mikanitkondensatoren bezeichnet sei:

c	c'	y_0	y_0'
526	420	27	$19^1/_2$
1880	1580	27	10,5

d. Es fragt sich nun, inwiefern die für den Primärkreis benutzten *Leydener Flaschen* ähnliche Erscheinungen zeigen. Für *englisches Flintglas* (light flint glass, aus dem die Flaschen bestanden) ist von Hopkinson u. Wilson[2]) die Konstanz der

1) Es geschahen diese Versuche in der Weise, daß dem Luftkondensator ein Mikanitkondensator parallel geschaltet wurde, und die dadurch bewirkte Änderung der Wechselzahl durch Verschiebung des Luftkondensators kompensiert wurde. Dabei waren große Selbstinduktionsspulen in den Sekundärkreis eingeschaltet, damit die durch das Parallelschalten des Mikanitkondensators bewirkten Änderungen der Selbstinduktion vernachlässigt werden könnten.

2) J. Hopkinson u. E. Wilson, Phil. Trans. **189**. p. 109 ff. 1897.

Dielektrizitätskonstante auch für hohe Wechselzahlen (2.10^6/sec) angegeben, und Messungen, die ich in dieser Richtung unternahm, haben dies innerhalb der Versuchsfehler bestätigt. Die Art und Weise, nach der ich die Selbstinduktion des Primärkreises berechnete und damit aus der Dämpfung des Primärkreises seinen „Gesamtwiderstand" ableitete (vgl. § 3 c), ist also wohl einwandfrei.

e. Dagegen bleibt die Frage offen, ob auch *Flintglas* als Dielektrikum *Energie absorbiert.*[1]) Für die praktische Bedeutung der vorliegenden Versuche ist diese Frage, in erster Instanz wenigstens, ohne Belang. Denn angenommen auch, daß ein Teil der Dämpfung auf die Rechnung der Kondensatoren zu setzen sei, so sind Flintglasflaschen immerhin für die Technik noch bis jetzt das beste Material (da Luftkondensatoren im Sender für sie nicht in Betracht kommen können). Es kommt für die Praxis hauptsächlich nur darauf an, wie groß bei Glasflaschen gegebener Kapazität, bei gegebener Selbstinduktion, Funkenlänge etc. die *gesamte Dämpfung* oder, daraus berechnet, der *„Gesamtwiderstand"* ist.

f. Als Material für die Funkenkugeln wurde Zink genommen, wie das in neuerer Zeit auch sonst meist gebraucht wird. Mit Messingkugeln ließ sich durchaus nicht die erforderliche Regelmäßigkeit erzielen. (Über das Verhältnis der im Funken absorbierten Energie bei Zink- und Messingkugeln vgl. W. Kaufmann, l. c. und A. Slaby, l. c.)

§ 5. Beobachtungen.

Weitaus der wichtigste Zweifel, der sich gegen die benutzte Methode erhebt, betrifft die Frage, ob bei den untersuchten Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke die Kurve, welche die Amplitude als Funktion der Zeit darstellt (die *„Amplitudenkurve"*), wirklich, wie die Theorie es fordert, durch

---

1) Versuche, welche die Energieabsorption einer der von mir benutzten Flaschen ermitteln sollten, haben das eine wenigstens mit Sicherheit ergeben, daß die Energieabsorption solcher Flintglasflaschen, wenn eine solche überhaupt vorhanden ist, klein ist gegen diejenige von Mikanitkondensatoren.

eine *Exponentialfunktion* e^{-at} darstellbar sei. Denn nur in diesem Falle ist das Verhältnis zweier aufeinander folgender Amplituden während des ganzen Ablaufes der Schwingungen konstant; nur in diesem Falle kann also von einem ***konstanten log. Dekremente*** überhaupt die Rede sein. Untersuchungen von Richarz und Ziegler[1]) ließen die Verneinung der Frage als sehr wahrscheinlich erscheinen. Die Messungen von J. Zenneck[2])

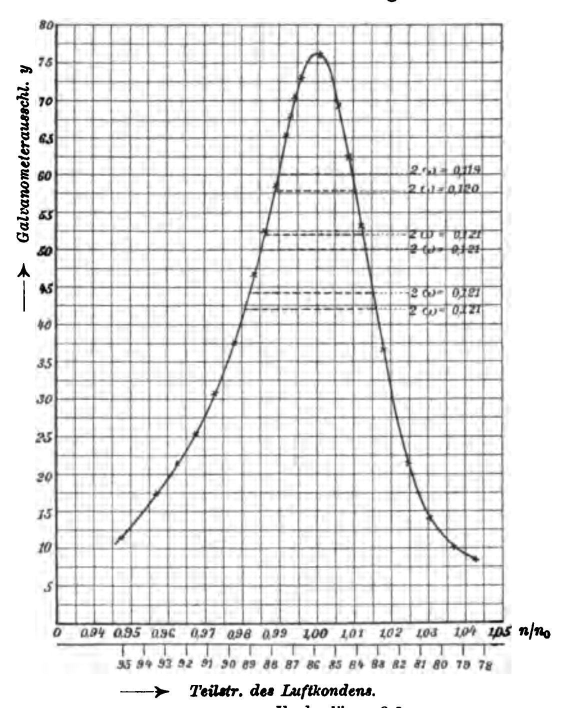


Fig. 3. Resonanzkurve.
$C = 1093 \,.\, 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2660$ cm.

bestätigten das: die Amplitudenkurven zeigen auch nicht annähernd exponentiellen Abfall, das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden wächst vielmehr während des Ablaufes der Schwingungen; ein konstantes logarithmisches Dekrement ist also nicht vorhanden.

1) F. Richarz u. W. Ziegler, Ann. d. Phys. **1.** p. 468. 1901.
2) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **13.** p. 822 ff. 1904.

Unter diesen Umständen kann ein solches auch nicht aus Resonanzkurven abgeleitet werden. Wenn es im folgenden doch geschehen ist, so ist dem folgender Sinn beizulegen: *das aus der Resonanzkurve ermittelte log. Dekrement ist das Dekrement desjenigen idealen Kondensatorkreises, der den gegebenen in seiner Wirkung auf ein lose gekoppeltes System am besten ersetzt.* Es ist demnach auch von vornherein nicht zu verlangen, daß die auf diesem Wege gefundenen Werte und Abhängigkeitsbeziehungen für das log. Dekrement bez. den „Gesamtwiderstand“ von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke mit den in früheren Arbeiten nach anderen Methoden bestimmten übereinstimmen; tatsächlich ist dies zum Teil auch nicht der Fall.

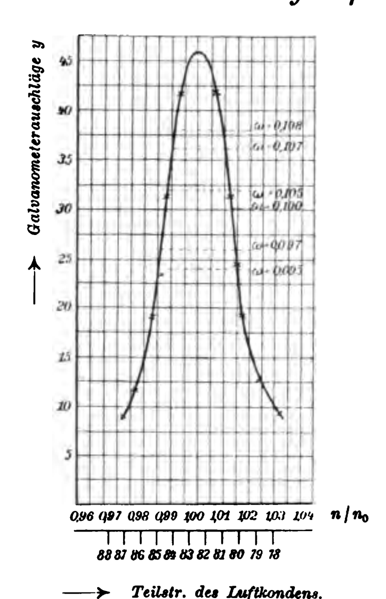


Fig. 4. Resonanzkurve.
$C = 1093 . 10^{-6}$ Mikrof.
$P = 2660$ cm.

Es ist möglich, daß ein Zusammenhang besteht zwischen der Tatsache, daß der Abfall der Amplitudenkurve bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke kein exponentieller ist, und einer von mir beobachteten *Abweichung der Resonanzkurve von deren theoretischer Form.* Theoretisch sollte, wenigstens in dem oberen Teil der Kurve, das Produkt

$$\omega = \pi z . \sqrt{\frac{y}{y - y_0}}$$

(vgl. § 3, Gl. (I)) konstant sein. In der Tat trifft dies bei vielen meiner Kurven, z. B. Fig. 3. auch innerhalb der Fehlergrenzen zu. Bei sehr vielen Kurven aber, z. B. Fig. 4, folgt aus dem oberen Verlauf der Kurve ein anderer Wert von ω als aus dem mittleren; und zwar nimmt ω um so mehr ab, je niedrigere Werte von y man



zur Berechnung heranzieht. Die Abweichungen betragen bis zu 20 Proz. Daß es sich dabei um Zufälligkeiten handelt, ist nicht wahrscheinlich, weil solche Abweichungen die Versuchsfehler übersteigen, und besonders weil eine *gewisse Gesetzmäßigkeit* vorzuliegen scheint. Die Abweichungen sind nämlich um so größer, je kleiner die Funkenlänge ist[1]; für größere Funkenlängen nähert sich die Kurve mehr und mehr dem von der Theorie geforderten Verlauf. — Es ist gegenwärtig eine Untersuchung von anderer Seite her im Gange, welche die Gleichung der Resonanzkurve herzuleiten bezweckt für den Fall, daß die Amplitudenkurve der Primärschwingung eine Form hat, wie sie aus den Zenneck'schen Messungen hervorgeht. Es wird sich dann herausstellen, ob sich die von mir beobachteten Resonanzkurven auf diese Weise erklären lassen.

§ 6. Resultate der Messungen.

Im folgenden bezeichnet:

C	= Kapazität	
P	= Selbstinduktion	
n_0	= Wechselzahl	
λ	= Wellenlänge	
γ	= logarithmisches Dekrement	
α	= Dämpfungsfaktor	des Primärkreises
w	= Gesamtwiderstand in Ohm	
w'	= metallischer Widerstand der Leitungsbahn für die betreffende Wechselzahl (ohne den „Zusatzwiderstand“)[2] in Ohm	
w_1	= Zusatzwiderstand in Ohm	
FL	= Funkenlänge in Zentimetern	
δ	= logarithmisches Dekrement des Sekundärkreisess	

1) Die von Hrn. P. Drude mitgeteilten Zahlenwerte lassen erkennen, daß die von ihm aufgenommenen Resonanzkurven ebenfalls die besprochene Erscheinung zeigen.

2) Berechnet aus den Dimensionen der Leitungsbahn, das Leitvermögen des Kupfers gleich 55 mal dem des Quecksilbers angenommen.

I. Variation der Kapazität (Fig. 5 u. 6).

1. $C = 273 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2810$ cm. $n_0 = 1{,}15 \cdot 10^7$/sec.
$\lambda/4 = 13{,}00$ m. $\delta = 0{,}0135$. $w' =$ ca. 0,125 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}19_5$	$11_{,28}$	$6{,}2_4$
0,2	$0{,}11_7$	$6{,}7_6$	$3{,}7_8$
0,3	$0{,}07_7$	$4{,}4_8$	$2{,}4_8$
0,5	$0{,}08_6$	$4{,}9_4$	$2{,}7_6$
1,0	$0{,}11_0$	$6{,}3_0$	$3{,}5_3$
1,5	$0{,}11_5$	$6{,}5_8$	$3{,}7_0$
2,0	$0{,}13_7$	$7{,}8_5$	$4{,}4_3$
2,5	$0{,}13_2$	$7{,}5_9$	$4{,}2_9$
3,0	$0{,}15_8$	$9{,}2_4$	$5{,}1_5$
3,5	$0{,}17_6$	$10_{,02}$	$5{,}7_1$
4,0	$0{,}18_7$	$10_{,67}$	$6{,}1_0$

2. $C = 435 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2580$ cm. $n_0 = 9{,}51 \cdot 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 15{,}8$ m. $\delta = 0{,}0154$. $w' =$ ca. 0,11 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}15_2$	$7{,}2_6$	$3{,}6_9$
0,1	$0{,}16_4$	$7{,}8_5$	$3{,}9_9$
0,2	$0{,}12_4$	$5{,}9_3$	$3{,}0_1$
0,3	$0{,}08_9$	$4{,}2_7$	$2{,}1_8$
0,5	$0{,}09_3$	$4{,}4_3$	$2{,}2_6$
1,0	$0{,}11_1$	$5{,}2_6$	$2{,}7_1$
1,5	$0{,}12_9$	$6{,}1_0$	$3{,}1_8$
2,0	$0{,}14_0$	$6{,}6_1$	$3{,}4_6$
3,0	$0{,}20_2$	$9{,}4_4$	$5{,}0_1$ [1])
4,0	$0{,}20_3$	$9{,}4_5$	$5{,}0_6$ [1])
4,5	$0{,}23_7$	$11_{,06}$	$5{,}9_2$
5,0	$0{,}25_3$	$11_{,77}$	$6{,}3_4$

1) In der Kurve ausgelassen, weil jedenfalls fehlerhaft.

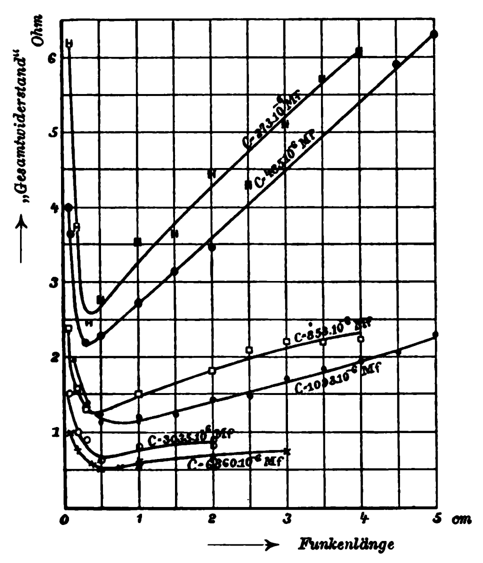


Fig. 5. Abhängigkeit des „Gesamtwiderstands" von der Funkenlänge für verschiedene Kapazitäten.

▫	$C = 273 \cdot 10^{-6}$	Mikrof.	$P = 2810$ cm.	Vgl. § 6 I, 1.
⊕	$C = 435 \cdot 10^{-6}$	„	$P = 2580$ „	„ „ I, 2.
□	$C = 853 \cdot 10^{-6}$	„	$P = 2710$ „	„ „ I, 3.
•	$C = 1093 \cdot 10^{-6}$	„	$P = 2660$ „	„ „ I, 4.
○	$C = 3035 \cdot 10^{-6}$	„	$P = 2770$ „	„ „ I, 5.
×	$C = 6860 \cdot 10^{-6}$	„	$P = 3280$ „	„ „ I, 6.

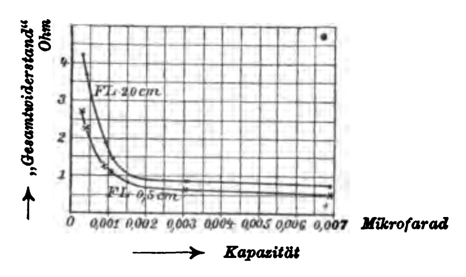


Fig. 6. Abhängigkeit des „Gesamtwiderstands" von der Kapazität für verschiedene Funkenlängen.

× Funkenlänge 0,5 cm. • Funkenlänge 2 cm.

3. $C = 853 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2710$ cm. $n_0 = 6{,}62 \cdot 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 22{,}6$ m. $\delta = 0{,}0109$. $w' =$ ca. 0,095 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}13_8$	$4{,}4_4$	$2{,}3_7$
0,2	$0{,}09_0$	$3{,}0_0$	$1{,}6_1$
0,3	$0{,}07_5$	$2{,}5_1$	$1{,}3_4$
1,0	$0{,}08_4$	$2{,}7_9$	$1{,}5_1$
2,0	$0{,}10_1$	$3{,}3_2$	$1{,}8_8$
2,5	$0{,}11_4$	$3{,}7_8$	$2{,}0_7$
3,0	$0{,}12_2$	$4{,}0_2$	$2{,}2_0$
3,5	$0{,}12_4$	$4{,}0_7$	$2{,}2_5$
4,0	$0{,}12_4$	$4{,}0_7$	$2{,}2_5$

4. $C = 1093 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2650$ cm. $n_0 = 5{,}91 \cdot 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 25{,}4$ m. $\delta = 0{,}0128$. $w' =$ ca. 0,090 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0.2	$0{,}08_6$	$2{,}5_5$	$1{,}3_5$
0,3	$0{,}08_8$	$2{,}4_5$	$1{,}2_9$
0,5	$0{,}07_5$	$2{,}2_8$	$1{,}1_8$
1,0	$0{,}08_1$	$2{,}4_0$	$1{,}2_8$
2,0	$0{,}08_8$	$2{,}5_7$	$1{,}3_8$
3,0	$0{,}11_4$	$3{,}3_4$	$1{,}8_1$
4,0	$0{,}11_5$	$3{,}3_5$	$1{,}8_4$
0,1	$0{,}15_6$	$4{,}5_8$	$2{,}4_5$
0,2	$0{,}11_0$	$3{,}2_5$	$1{,}7_8$
0,3	$0{,}09_2$	$2{,}7_2$	$1{,}4_5$
0,5	$0{,}09_4$	$2{,}7_7$	$1{,}4_8$
1,0	$0{,}07_8$	$2{,}3_0$	$1{,}2_2$

5. $C = 1093 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2660$ cm. $n_0 = 5{,}91 \cdot 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 25{,}4$ m. $\delta = 0{,}0125$. $w' =$ ca. 0,090 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0,2	$0{,}12_5$	$3{,}7_1$	$1{,}9_6$
0,3	$0{,}09_0$	$2{,}6_6$	$1{,}4_0$
0,5	$0{,}07_0$	$2{,}0_8$	$1{,}1_0$
0,5	$0{,}07_9$	$2{,}3_4$	$1{,}2_4$
1,0	$0{,}07_7$	$2{,}2_8$	$1{,}2_1$
1,5	$0{,}07_8$	$2{,}2_9$	$1{,}2_5$
2,0	$0{,}09_2$	$2{,}7_1$	$1{,}4_2$
2,5	$0{,}09_4$	$2{,}7_6$	$1{,}4_9$
3,0	$0{,}10_8$	$3{,}1_7$	$1{,}7_1$
3,5	$0{,}11_5$	$3{,}3_5$	$1{,}8_2$
4,0	$0{,}12_3$	$3{,}6_0$	$1{,}9_5$
4,5	$0{,}13_0$	$3{,}7_9$	$2{,}0_7$
5,0	$0{,}14_4$	$4{,}1_9$	$2{,}2_9$

6. $C = 3035 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2770$ cm. $n_0 = 3{,}47 \cdot 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 43{,}2$ m. $\delta = 0{,}0139$. $w' =$ ca. 0,077 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}15_7$	$2{,}7_3$	$1{,}5_1$
0,2	$0{,}10_7$	$1{,}8_5$	$1{,}0_0$
0,3	$0{,}09_1$	$1{,}5_8$	$0{,}8_{71}$
0,5	$0{,}06_0$	$1{,}0_4$	$0{,}5_{72}$
1,0	$0{,}08_3$	$1{,}4_4$	$0{,}8_{02}$
2,0	$0{,}08_2$	$1{,}4_2$	$0{,}7_{96}$
2.0	$0{,}08_7$	1.5_0	$0{,}8_{44}$

7. $C = 6860 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 3280$ cm. $n_0 = 2{,}12 \cdot 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 70{,}7$ m. $\delta = 0{,}0093$. $w' =$ ca. 0,065 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}14_6$	$1{,}5_5$	$1{,}0_1$
0,2	$0{,}11_9$	$1{,}2_6$	$0{,}8_{26}$
0,3	$0{,}09_2$	$0{,}9_{73}$	$0{,}6_{37}$
0,5	$0{,}07_8$	$0{,}8_{26}$	$0{,}5_{41}$
0,5	$0{,}07_5$	$0{,}7_{94}$	$0{,}5_{20}$
0,75	$0{,}08_1$	$0{,}8_{60}$	$0{,}5_{67}$
1,0	$0{,}09_4$	$0{,}9_{94}$	$0{,}6_{58}$
	$\delta = 0{,}0103$		
1,0	$0{,}08_7$	$9_{,19}$	$0{,}6_{04}$
2,0	$0{,}10_5$	$11_{,06}$	$0{,}7_{35}$
3,0	$0{,}11_5$	$12_{,08}$	$0{,}8_{03}$

II. Variation der Selbstinduktion. (Figg. 7 u. 8).

1. Vgl. I, 1.

2. $C = 273 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 9610$ cm. $n_0 = 6{,}22 \cdot 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 24{,}1$ m. $\delta = 0{,}0122$. $w' =$ ca. 0,19 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w
0,5	$0{,}08_8$	$2{,}7_5$	$5{,}2_2$
1,0	$0{,}10_9$	$3{,}3_8$	$6{,}4_8$
2,0	$0{,}12_5$	$3{,}8_6$	$7{,}4_6$
3,0	$0{,}16_2$	$4{,}9_9$	$9{,}7_9$
4,0	$0{,}17_3$	$5{,}3_0$	$10_{,45}$

3. $C = 273 \,.\, 10^{-6}$ Mikrof. $P = 9160$ cm. $n_0 = 6{,}37 \,.\, 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 23{,}6$ m. $\delta = 0{,}0115$. $w' =$ ca. 0,19 Ohm.

FL	γ	$\alpha \,.\, 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}20_2$	$6{,}4_6$	$11{,}_{76}$
0,1	$0{,}18_7$	$5{,}9_6$	$10{,}_{84}$
0,2	$0{,}13_6$	$4{,}3_6$	$7{,}8_2$
0,2	$0{,}12_3$	$3{,}9_7$	$7{,}1_2$
0,3	$0{,}10_3$	$3{,}3_0$	$5{,}9_3$
0,5	$0{,}09_2$	$2{,}9_5$	$5{,}3_3$
1,0	$0{,}12_2$	$3{,}8_9$	$7{,}1_3$
2,0	$0{,}13_7$	$4{,}3_5$	$8{,}0_0$
3,0	$0{,}15_6$	$4{,}9_4$	$9{,}1_5$
4,0	$0{,}19_5$	$6{,}1_2$	$11{,}_{49}$

4. $C = 273 \,.\, 10^{-6}$ Mikrof. $P = 18\,800$ cm. $n_0 = 4{,}44 \,.\, 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 33{,}8$ m. $\delta = 0{,}0142$. $w' =$ ca. 0,26 Ohm.

FL	γ	$\alpha \,.\, 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}16_6$	$3{,}6_8$	$13{,}_{96}$
0,2	$0{,}16_0$	$3{,}5_6$	$13{,}_{29}$
0,3	$0{,}10_1$	$2{,}2_5$	$8{,}3_5$
0,5	$0{,}10_2$	$2{,}2_7$	$8{,}4_4$
1,0	$0{,}11_8$	$2{,}5_1$	$9{,}4_5$
2,0	$0{,}15_2$	$3{,}3_6$	$12{,}_{83}$
3,0	$0{,}18_7$	$4{,}1_0$	$15{,}_{79}$
4,0	$0{,}20_2$	$4{,}4_2$	$17{,}_{19}$

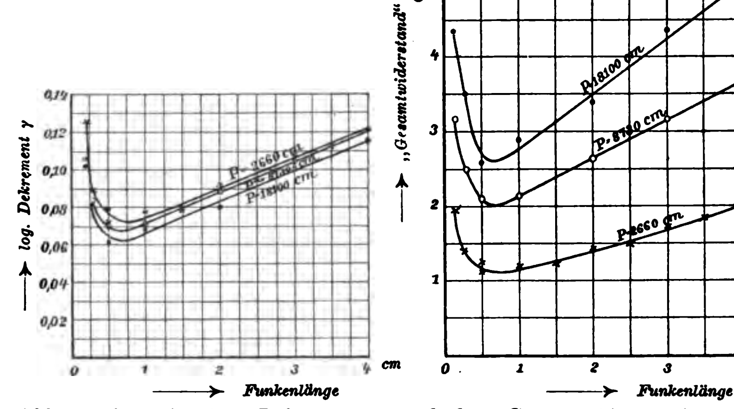
5. Vgl. I, 5.

6. $C = 1014 \,.\, 10^{-6}$ Mikrof. $P = 8730$ cm. $n_0 = 3{,}38 \,.\, 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 44{,}3$ m. $\delta = 0{,}0097$. $w' =$ ca. 0,14 Ohm.

FL	γ	$\alpha \,.\, 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}17_3$	$2{,}9_2$	$5{,}1_0$
0,2	$0{,}10_8$	$1{,}8_2$	$3{,}1_7$
0,3	$0{,}08_4$	$1{,}4_2$	$2{,}4_7$
0,5	$0{,}07_0$	$1{,}1_8$	$2{,}0_6$
1,0	$0{,}07_3$	$1{,}2_3$	$2{,}1_4$
2,0	$0{,}08_8$	$1{,}4_9$	$2{,}6_3$
3,0	$0{,}10_4$	$1{,}7_4$	$3{,}0_9$
4,0	$0{,}12_3$	$2{,}0_6$	$3{,}6_9$

7. $C = 1014 . 10^{-6}$ Mikrof. $P = 18\,100$ cm. $n_0 = 2{,}35 . 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 63{,}8$ m. $\delta = 0{,}0101$. $w' =$ ca. 0,19 Ohm.

FL	γ	$\alpha . 10^{-5}$	w
0,1	$0{,}16_7$	$1{,}9_6$	$7{,}0_9$
0,2	$0{,}10_2$	$1{,}2_0$	$4{,}3_1$
0,3	$0{,}08_2$	$0{,}9_{66}$	$3{,}4_8$
0,5	$0{,}06_0$	$0{,}7_{09}$	$2{,}5_5$
1,0	$0{,}06_7$	$0{,}7_{84}$	$2{,}8_4$
2,0	$0{,}07_8$	$0{,}9_{11}$	$3{,}3_3$
3,0	$0{,}10_1$	$1{,}1_7$	$4{,}3_1$
4,0	$0{,}11_5$	$1{,}3_3$	$4{,}9_6$



Abhängigkeit des log. Dekrementes und des „Gesamtwiderstandes" von der Selbstinduktion.

Fig. 7. Fig. 8.

× $C = 1093 . 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2660$ cm. Vgl. § 6 II, 5.
○ $C = 1014 . 10^{-6}$ „ $P = 8730$ „ „ „ II, 6.
● $C = 1014 . 10^{-6}$ „ $P = 18100$ „ „ „ II, 7.

III. Variation des metallischen Widerstandes. (Figg. 9 u. 10)

1. $C = 3035 . 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2760$ cm. $n_0 = 3{,}48 . 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 43{,}2$ m. $w' =$ ca. 0,077 Ohm. $FL = 0{,}5$ cm.

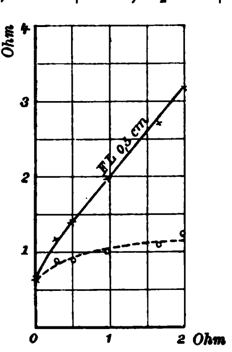
w_1	γ	$\alpha . 10^{-5}$	w	$w - w_1$
0,00	$0{,}06_0$	$1{,}0_4$	$0{,}5_{72}$	$0{,}5_7$
0,28	$0{,}11_7$	$2{,}0_4$	$1{,}1_3$	$0{,}8_5$
0,49	$0{,}14_2$	$2{,}4_7$	$1{,}3_6$	$0{,}8_7$
0,97	$0{,}20_6$	$3{,}5_7$	$1{,}9_7$	$1{,}0_0$
1,63	$0{,}28_4$	$4{,}9_3$	$2{,}7_2$	$1{,}0_9$
1,98	$0{,}33_4$	$5{,}8_0$	$3{,}2_0$	$1{,}2_2$

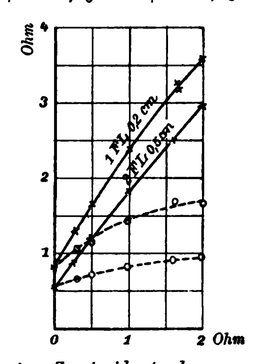
2. $C = 6860 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 3270$ cm. $n_0 = 2{,}13 \cdot 10^6$/sec. $\lambda/4 = 70{,}6$ m. $w' =$ ca. 0,065 Ohm. $FL = 0{,}2$ cm.

w_1	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w	$w - w_1$
0,00	$0{,}11_9$	$1{,}2_6$	$0{,}8_{26}$	$0{,}8_3$
0,28	$0{,}18_9$	$2{,}0_1$	$1{,}3_1$	$1{,}0_3$
0,49	$0{,}23_8$	$2{,}5_3$	$1{,}6_5$	$1{,}1_6$
0,97	$0{,}33_7$	$3{,}5_8$	$2{,}3_4$	$1{,}3_7$
1,63	$0{,}47_1$	$5{,}0_1$	$3{,}2_8$	$1{,}6_4$
1,98	$0{,}51_7$	$5{,}4_9$	$3{,}5_9$	$1{,}6_1$

3. $C = 6860 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 3270$ cm. $n_0 = 2{,}13 \cdot 10^6$/sec. $\lambda/4 = 70{,}6$ m. $w' =$ ca. 0,065 Ohm. $FL = 0{,}5$ cm.

w_1	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w	$w - w_1$
0,00	$0{,}07_8$	$0{,}8_{26}$	$0{,}5_{41}$	$0{,}5_4$
0,28	$0{,}13_5$	$1{,}4_4$	$0{,}9_{40}$	$0{,}6_6$
0,49	$0{,}17_2$	$1{,}8_3$	$1{,}1_9$	$0{,}7_1$
0,97	$0{,}25_2$	$2{,}6_7$	$1{,}7_5$	$0{,}7_8$
1,63	$0{,}36_0$	$3{,}8_3$	$2{,}5_1$	$0{,}8_8$
1,98	$0{,}41_2$	$4{,}3_7$	$2{,}8_6$	$0{,}8_8$





Abhängigkeit des „Gesamtwiderstandes“ von dem metallischen Widerstande des Kreises.

Fig. 9.

$C = 3035 \cdot 10^{-6}$ Mikrof.
$P = 2760$ cm.
Funkenlänge 0,5 cm.
Vgl. § 6 III, 1.

Fig. 10.

$C = 6860 \cdot 10^{-6}$ Mikrof.
$P = 3270$ cm.
Vgl. § 6 III, 2 u. III, 3.
1. Funkenlänge 0,2 cm.
2. „ 0,5 „

× „Gesamtwiderstand“ w.
○ „Gesamtwiderstand“ w, vermindert um den „Zusatzwiderstand“ w_1. („Funkenwiderstand“.)

IV. Ladung mit der Influenzmaschine. (Fig. 11.)

$C = 1014 \cdot 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2690$ cm. $n_0 = 6{,}09 \cdot 10^6$/sec.

$\lambda/4 = 24{,}6$ m. $\delta = 0{,}0129$. $w' =$ ca. 0,091 Ohm.

FL	γ	$\alpha \cdot 10^{-5}$	w	Anzahl der Entladungen pro Sek.
0,1	$0{,}16_1$	$4{,}8_6$	$2{,}6_6$	sehr viele
0,1	$0{,}14_8$	$4{,}4_6$	$2{,}4_5$	weniger
0,2	$0{,}10_7$	$3{,}2_5$	$1{,}7_7$	ca. 8
0,3	$0{,}08_5$	$2{,}5_7$	$1{,}4_1$	„ 12
0,4	$0{,}07_7$	$2{,}3_2$	$1{,}2_7$	
0,5	$0{,}07_2$	$2{,}1_8$	$1{,}1_7$	
0,6	$0{,}06_8$	$2{,}0_6$	$1{,}1_1$	ca. 8
0,8	$0{,}06_8$	$2{,}0_6$	$1{,}1_2$	„ 6
1,0	$0{,}07_7$	$2{,}3_5$	$1{,}2_7$	„ 4
1,3	$0{,}07_8$	$2{,}3_8$	$1{,}2_9$	„ 4

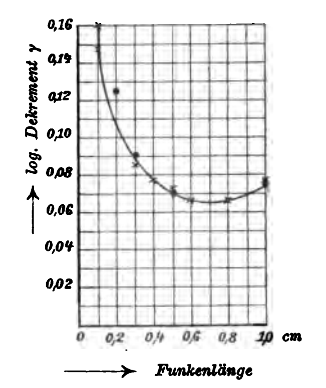


Fig. 11.
Ladung mittels Influenzmaschine.

× Werte bei Ladung mit der Influenzmaschine.

• Werte aus I, 5. (Induktorladung.)

$C = 1014 \cdot 10^{-6}$ Mikrof.
$P = 2690$ cm.

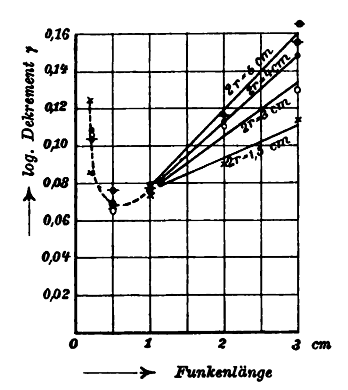


Fig. 12 (vgl. p. 32).
Abhängigkeit des log. Dekrementes von der Größe der Funkenkugeln.
$C = 1014 \cdot 10^{-6}$ Mikrof.
$P = 2430$ cm.

Kugeldurchmesser: × 1,5 cm.
„ ○ 3,0 „
„ • 4,0 „
„ ⊖ 5,0 „

V. Variation der Größe der Funkenkugeln (Fig. 12).

$C = 1014 \,.\, 10^{-6}$ Mikrof. $P = 2430$ cm.
$n_0 = 6{,}41 \,.\, 10^6$/sec.
$\lambda/4 = 23{,}4$ m. $\delta = 0{,}0114$.
$w' =$ ca. 0,075 Ohm.

FL	γ	$\alpha \,.\, 10^{-5}$	w
1.	$2\,r$[1]) = 1,5 cm.		
0,2	$0{,}12_8$	$3{,}9_6$	$1{,}9_0$ *
0,2	$0{,}08_7$	$2{,}7_9$	$1{,}3_5$ *
0,5	$0{,}06_2$	$1{,}9_8$	$0{,}9_{65}$ *
1,0	$0{,}07_5$	$2{,}3_9$	$1{,}1_6$
2,0	$0{,}09_0$	$2{,}8_6$	$1{,}4_0$
3,0	$0{,}11_8$	$3{,}6_1$	$1{,}7_8$

* Wahrscheinlich fehlerhaft. Vgl. dafür I, 5.

FL	γ	$\alpha \,.\, 10^{-5}$	w
2.	$2\,r$ = 3,0 cm.		
0,2	$0{,}10_8$	$3{,}4_9$	$1{,}6_7$
0,5	$0{,}06_9$	$2{,}2_2$	$1{,}0_7$
1,0	$0{,}07_8$	$2{,}5_1$	$1{,}2_2$
2,0	$0{,}11_1$	$3{,}5_2$	$1{,}7_5$
2,0	$0{,}11_9$	$3{,}7_9$	$1{,}8_8$
3,0	$0{,}13_2$	$4{,}2_0$	$2{,}1_1$
3.	$2\,r$ = 4,0 cm.		
0,2	$0{,}11_0$	$3{,}5_7$	$1{,}7_0$
0,5	$0{,}07_1$	$2{,}2_8$	$1{,}0_9$
1,0	$0{,}07_6$	$2{,}4_4$	$1{,}1_8$
2,0	$0{,}11_2$	$3{,}5_7$	$1{,}7_5$
3,0	$0{,}14_9$	$4{,}7_1$	$2{,}3_6$
4.	$2\,r$ = 5,0 cm.		
0,2	$0{,}10_6$	$3{,}4_5$	$1{,}6_2$
0,5	$0{,}07_6$	$2{,}4_5$	$1{,}1_6$
1,0	$0{,}07_7$	$2{,}4_8$	$1{,}1_9$
2,0	$0{,}11_5$	$3{,}6_9$	$1{,}8_0$
2,0	$0{,}11_6$	$3{,}7_0$	$1{,}8_1$
3,0	$0{,}15_7$	$4{,}9_5$	$2{,}4_8$
3,0	$0{,}16_4$	$5{,}2_1$	$2{,}5_8$

1) r = Kugelradius.

VI. Abhängigkeit des Stromeffekts von der Funkenlänge und der Größe der Funkenkugeln. (Fig. 13).

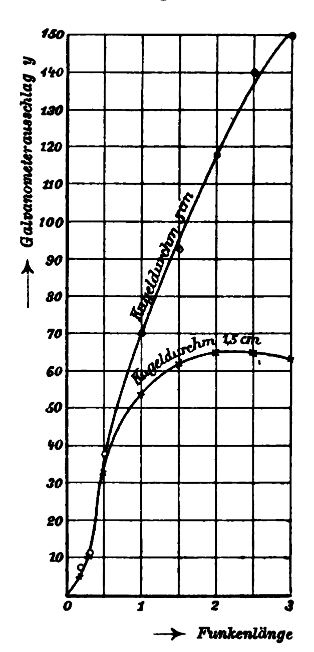


Fig. 13. Abhängigkeit des Stromeffektes von der Funkenlänge und der Kugelgröße.

$C = 1093^{-6}$ Mikrof.
$P = 2660$ cm.

Kugeldurchmesser:
× $2r = 1{,}5$ cm,
O $2r = 5{,}0$ cm.

§ 7. Ergebnisse der Arbeit.

Teilweise im *Widerspruch*, teils in *Übereinstimmung* mit früheren Arbeiten ergab sich das Folgende:

1. Vorausgesetzt, daß nicht absichtlich metallischer Widerstand in die Leitungsbahn des Kondensatorkreises eingeschaltet wurde, betrug in allen untersuchten Fällen der (berechnete) Widerstand derselben nur einen Bruchteil des für den „Gesamtwiderstand" gefundenen Wertes. *Funke* (und Energieabsorption in den Kondensatoren?) bedingen also in allen praktischen Fällen *Dämpfung und scheinbaren Widerstand* eines Kondensatorkreises fast *ausschließlich*. — Der kleinste für das log. Dekrement beobachtete Wert betrug $\gamma = 0{,}060$, der kleinste für den „Gesamtwiderstand" gefundene $w = 0{,}52$ Ohm.

2. Mit wachsender *Funkenlänge* nimmt das log. Dekrement und der „Gesamtwiderstand" cet. par. erst ab und erreicht bei 0,3 cm für kleine Kapazitäten, bei etwa 0,6 cm für Kapazitäten von 0,001 bis 0,008 Mikrofarad ein *Minimum.*[1]) Bei weiterer Vergrößerung der Funkenlänge (bis zu 5 cm) steigt es innerhalb der Fehlergrenzen nahezu *linear* an (Figg. 5, 7, 8, 11, 12). Es ergibt sich daher für die Praxis, daß man bei einer bestimmten Funkenlänge, die je nach der Kapazität des Kreises zwischen 0,3 und 0,6 cm liegt, mit dem *größten Nutzeffekt* arbeitet. Jedoch steigt namentlich bei größeren Kapazitäten der „Gesamtwiderstand" mit wachsender Funkenlänge so langsam an, daß man bei viel größeren Funkenlängen noch keine wesentliche Verschlechterung des Nutzeffektes erhält. Insbesondere ist zu beachten, daß die Wirkung auf ein lose gekoppeltes System, namentlich wenn sie nur mit der ersten Potenz von γ abnimmt — wie es angenähert der Fall ist beim Induzieren auf den stark gedämpften linearen Sender, streng beim Induzieren auf Bolometer oder Dynamometer —, unter Umständen erst bei sehr viel größeren Funkenlängen ein Maximum erreicht. Vgl. darüber Absatz 7 u. Fig. 13.

---

1) Hr. Prof. Dr. Braun hat diese Beziehung nach meinen Versuchen bereits bekannt gegeben. F. Braun, Physikal. Zeitschr. 5. p. 197 u. 198. 1904.

3. Vergrößert man die *Kapazität* der Kondensatoren, so nimmt das log. Dekrement erst schnell, dann nur noch langsam ab, um von etwa 0,003 Miktrof. ab wieder langsam anzusteigen. Der „Gesamtwiderstand" nimmt dagegen fortwährend ab, jedoch ungefähr von der Kapazität $C = 0{,}001$ Mikrof. ab nur noch verhältnismäßig langsam (Fig. 6). Das Ansteigen des „Gesamtwiderstandes" mit der Funkenlänge erfolgt in steilerer Kurve bei kleineren, in sehr weniger steiler bei größeren Kapazitäten (Fig. 5).

4. Vergrößerung der *Selbstinduktion* hat cet. par. innerhalb der untersuchten Grenzen relativ wenig Einfluß auf das log. Dekrement. Der „Gesamtwiderstand" nimmt daher nahezu proportional der Wurzel aus dem Selbstinduktionskoeffizienten zu (Fig. 7 u. 8).

5. Schaltet man in den Kondensatorkreis *Zusatzwiderstand* w_1 ein, so nimmt der „Gesamtwiderstand" w um größere Beträge zu, als dem Zuwachs w_1 entsprechen würde. Es steigt also gleichzeitig mit dem Zusatzwiderstande w_1 auch die Differenz $w - w_1$, der „Funkenwiderstand", an (Fig. 9 u. 10).

6. Nimmt man statt der *Funkenkugeln* von 1,5 cm Durchmesser solche von 3, 4, 5 cm, so ändert sich cet. par. nichts bis zu einer Funkenlänge von ca. 1 cm. Darüber hinaus wächst das log. Dekrement stärker bei größeren als bei kleineren Kugeln (Fig. 12).

7. Jedoch nimmt bei größeren Kugeln auch das Entladungspotential V in ganz anderer Weise zu, so daß der Stromeffekt[1]) bei größeren Kugeln mit wachsender Funkenlänge viel länger und zu einem viel höheren Maximum ansteigt (Fig. 13).

8. Ladung der Kondensatoren mittels *Influenzmaschine* ergibt für das log. Dekrement des Kondensatorkreises dieselben Werte wie Ladung mittels Induktors (Fig. 11).

9. Solange die gelieferte Elektrizitätsmenge ausreicht, ist hinsichtlich der Ruhe und Regelmäßigkeit der Ausschläge eine gute *Influenzmaschine* zum Laden der Kondensatoren einem *Induktor* mit regelmäßig arbeitendem Unterbrecher überlegen.

---

1) Selbstverständlich wurden auch hier Partialfunken vermieden.

Die vorliegenden Messungen wurden insgesamt an Kondensatorkreisen vorgenommen, die in extrem loser Koppelung auf einen zweiten (den Resonanzkreis) induzierten. Es ist deshalb nur insoweit zulässig, die Resultate dieser Beobachtungen auf praktisch vorkommende Kondensatorkreise anzuwenden, als diese entweder *gar nicht* oder doch nur *in sehr loser Koppelung* Energie an andere schwingende Systeme abgeben. Wie die Verhältnisse werden, wenn ein Kondensatorkreis mit einem anderen oder einem offenen Sendersysteme *fest gekoppelt* ist, wird gegenwärtig von Hrn. Fischer im hiesigen Institut untersucht.

Es drängt mich zum Schluß, meinem verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. Braun, herzlichsten Dank auszusprechen für die Bereitwilligkeit, mit der er mir die Mittel des Instituts zur Verfügung stellte, und für das Interesse, das er an dem Fortschritt dieser Arbeit nahm. Hrn. Dr. Zenneck danke ich ebenfalls herzlichst für vielfache Ratschläge und freundliche Hilfe.

Straßburg i. Els., Physikal. Institut, Dezember 1904.

Lebenslauf.

Ich, Fr. Georg Rempp, wurde am 9. Juni 1882 zu Mörchingen in Lothringen als Sohn des Apothekers Fr. Rempp geboren. Ich besuchte vom sechsten bis zum neunten Lebensjahre die Volksschule meines Heimatstädtchens, sodann während eines Vierteljahres die dortige lateinführende Mittelschule.

Zu Neujahr 1892 verzog ich mit meinen Eltern nach Weißenburg i. Els. und trat in die Sexta des dortigen humanistischen Gymnasiums ein. Im Sommer 1900 verließ ich es mit dem Zeugnis der Reife.

Seitdem studiere ich an der Kaiser Wilhelms-Universität Straßburg Mathematik und Physik, daneben Naturwissenschaften und Französisch. Ich hörte die Herren Professoren und Privatdozenten: Benecke, Braun, Bruhns, Bücking, Cantor, Cohn, Epstein, Fittig, v. Fürth, Gerland, Gillôt, Gröber, Hergesell, Hofmeister, Krazer, Reye, Roth, Tornquist, Weber, Williams, Windelband, Wislicenus, Zenneck, Ziegler.

Allen diesen Herren spreche ich an dieser Stelle meinen besten Dank aus.

